PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 27. Oktober 1900. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Turin (Direktor A. Naccari):
No. 1. A. Garbasso, Zwei Modelle für einen elektrischen Entladungsvorgang in Gasen. S. 49.
H. T. Barnes, Eine hermetisch geschlossene Form des Clark-Normalelementes. S. 52.
E. Rutherford und R. K. Mc. Kling, Über die Energie der Becquerel- und Röntgenstrahlen und über die zur Erzeugung von Ionen in Gasen nötige Energie. S. 53.
A. Sommerfeld, Theoretisches über die Beugung der Röntgenstrahlen. (Zweite Mitteilung.) S. 55.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
B. Dessau, Neuere Untersuchungen über verflüssigte Gase und tiefe Temperaturen. (Schluss.) S. 60.
Vorträge und Diskussionen von der 72. Naturforscherversammlung zu Aachen:
E. Lecher, Über unipolare Induktion und den Pohlschen Versuch. S. 62.
E. Englisch, Normale Entwickelung solarisierter Schichten. S. 62.
E. Englisch, Über Versuche von Precht und Englisch über Bildervergrösserung durch Entwickelung. S. 63.
Referate:
Guarinis automatischer Wiederholer für drahtlose Telegraphie. S. 63.
Eingegangene Schriften. S. 64.
Personalien. S. 64.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Turin (Direktor A. Naccari.)

No. 1: A. Garbasso, Zwei Modelle für einen elektrischen Entladungsvorgang in Gasen.

Es ist bekannt, dass H. Hertz bei Beobachtung der kleinen Funken, welche durch Resonanz in den Sekundär-Leitern erregt werden, fand, dass ihre Länge bei Gleichheit aller übrigen Bedingungen, von der Anwesenheit der induzierenden Funken abhängt.[1]) Umgiebt man die Unterbrechungsstrecke des Resonators mit einer undurchsichtigen Umhüllung, derart dass man von ihr die primäre Funkenstrecke nicht mehr sehen kann, so werden die induzierten Funken merklich kürzer. Hertz überzeugte sich bald, dass die Wirkung, in ihrem hauptsächlichsten Teil wenigstens, den ultravioletten Strahlen zuzuschreiben ist, welche der induzierende Funken aussendet, und er zeigte, wie man die nämliche Erscheinung mit Hilfe des Voltaschen Lichtbogens erzeugen kann.

Später stellten E. Wiedemann und H. Ebert fest, dass die Einwirkung der ultravioletten Strahlen ausschliesslich an der negativen Elektrode vor sich geht.[2]) Der vollständige Charakter der Erscheinung und ihre verschiedenen Formen wurden erst durch die Arbeiten von A. Sella und Q. Maiorana bekannt. Indem letztgenannte Physiker die Wirkungsweise einer Röntgenröhre und eines Voltaschen Bogens einander gegenüber stellten, zeigten sie, dass die von Hertz beobachteten Erscheinungen in ganz bestimmter Weise an die Grösse des Entladungsintervalls gebunden sind; denn wenn dasselbe über eine gewisse Grenze hinauswächst, so wird der Übergang der Funken anstatt erleichtert, sowohl durch die ultravioletten wie durch die X-Strahlen gehindert. In diesem Fall wird die Wirkung vom negativen auf den positiven Konduktor verlegt.[1])

* * *

Ein erstes Modell für die soeben erwähnten Erscheinungen ist theoretisch von V. Volterra beschrieben worden. Seine Berechnungen gründen sich auf die Erforschung derjenigen Vorgänge, die man für einen Elektrolyten unter gegebenen Bedingungen voraussehen kann.[2])

Wir nehmen an, dass der Strom aus einer Batterie S in eine einheitliche, in einem Voltameter V enthaltene Lösung geleitet wird; dessen Elektroden A und K Anode resp. Kathode sind.

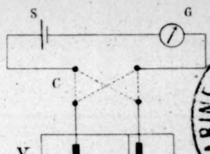


Fig. 1.

MARINE BIOLOGICAL LABORATORY LIBRARY WOODS HOLE MASS.

Die Intensität des Stromes wird mittelst eines in den Stromkreis eingeschalteten Galvanometers G gemessen. Sodann denken wir uns, dass das Voltameter aus einem Gefässe mit rechteckigem Boden besteht, und dass die Elek-

1) Wied. Ann. **31**, 983, 1887.
2) Wied. Ann. **33**, 241, 1888.

1) Rend. R. Acc. dei Lincei (5) **5**, 1. Sem., 323, 1895.
2) Rend. R. Acc. dei Lincei (5) **6**, 1. Sem., 389, 1897.

troden zwei Scheiben sind, die in der Entfernung L zwei gegenüberstehenden Wänden entlang, in vertikalem Sinne einander zugewandt sind; man kann dann annehmen, dass der Strom normal zu ihnen zirkuliert (1. Fall.) Dieses vorausgesetzt, stellen wir uns vor, dass längs einer Strecke l in dem Voltameter eine Störung in den Elektrolyten eingeführt wird; wir können annehmen, dass solches in der K anliegenden Region (2. Fall), und hierauf dass es in dem nahe bei A befindlichen Bereich geschieht (3. Fall). Wir bezeichnen mit J, J_K und J_A die durch das Galvanometer gemessene Stromstärke in den drei vorher erwähnten Fällen, und mit

w den spezifischen Widerstand der nicht gestörten Lösung,
w' den spezifischen Widerstand der gestörten Lösung,
E die elektromotorische Kraft von S,
σ den Querschnitt von V.

Wir betrachten schliesslich das so gebildete Element:

$$| \text{Ungestörte Lösung} \overrightarrow{|} \text{Gestörte Lösung} |$$

und nehmen an, dass in demselben die Elektroden dieselbe Natur haben wie die im Voltameter V. Wir nennen seine elektromotorische Kraft ε, und geben ε das Vorzeichen $+$, wenn bei Schliessung des Stromkreises, der Strom in der Richtung des Pfeiles in der Flüssigkeit zirkuliert.

Lässt man in den drei vorher beschriebenen Fällen die metallischen Leitungen, welche von den Elektroden zum Galvanometer führen, und den Widerstand dieses letzteren bei Seite, so kann man ohne weiteres schreiben:

$$J = \frac{E\sigma}{Lw'}$$

$$(1) \qquad J_K = \frac{(E+\varepsilon)}{lw' + (L-l)w}.$$

$$(2) \qquad J_A = \frac{(E-\varepsilon)\sigma}{lw' + (L-l)w}$$

und folglich:

$$\frac{J_K}{J} = \frac{1+\frac{\varepsilon}{E}}{1-\frac{l}{L}\frac{w-w'}{w}}$$

$$\frac{J_A}{J} = \frac{1-\frac{\varepsilon}{E}}{1-\frac{l}{L}\frac{w-w'}{w}}.$$

Wenn

$$\varepsilon > 0 \qquad w > w',$$

so folgt

1. Dass die Intensität J_K immer grösser ist als die Intensität J, aber dass das Verhältnis $\frac{J_K}{J}$ kleiner wird, wenn das Verhältnis $\frac{L}{l}$ wächst;

2. Dass das Verhältnis $\frac{J_A}{J}$ grössere und kleinere Werte als die Einheit haben kann, entsprechend der Grösse der Zahl $\frac{L}{l}$, aber dass sie immer kleiner als der Quotient von J_K durch J ist.

Es ist

$$\frac{J_A}{J} \gtrless 1,$$

je nachdem

$$\frac{L}{l} \lessgtr \frac{E}{\varepsilon}\frac{w-w'}{w} \text{ ist,}$$

oder:

$$L \lessgtr l\frac{E}{\varepsilon}\frac{w-w'}{w}.$$

In besonderem erhalten wir, wenn w gegenüber w', sehr gross ist, nahezu die Bedingung:

$$L \lessgtr l\frac{E}{\varepsilon}.$$

Es ist jetzt klar, dass das von uns ausführlich behandelte Problem mit den Hertzschen, Sella- und Maioranaschen Erscheinungen übereinstimmt. Geht man zum experimentellen Beleg der Theorie über, so trifft man auf keinerlei ernstliche Schwierigkeiten; das Einzige, worauf man achten muss, ist die Wahl des Diaphragmas, um die beiden gestörten oder ungestörten Teile des Elektrolyten zu trennen. Diejenigen Forscher, welche die elektromotorischen Kräfte an der Berührungsoberfläche zwischen zwei verschiedenen Lösungen gemessen haben, bedienen sich gewöhnlich eines Diaphragmas aus porösem Thon;[1]) für unseren Zweck erweisen sich diese Scheidewände jedoch als ungeeignet. Sie stellen thatsächlich ein recht grosses Hindernis für den Durchgang des elektrischen Stromes dar, derart dass der Widerstand des Voltameters zum grossen Teil im Diaphragma konzentriert wird, was für die weiteren Messungen wenig geeignet ist. Ich hatte anfänglich die Anwendung ebener Scheiben aus alten Wassertrögen von rotem Thon versucht, musste aber bald davon abgehen. Es gelingt zwar, diese Scheiben mit einer Säge zu spalten, und dann mittelst einer weder stumpfen noch allzu rauhen Feile bis zu $^1/_{10}$ oder höchstens $^2/_{10}$ mm Dicke abzuschleifen; aber selbst bei dieser Beschaffenheit war ihr Widerstand stets ein sehr bedeutender. Die gleichen Unannehmlichkeiten, obwohl in geringerem Grade, stellten sich auch bei Anwendung eines Stückes Karton oder eines Blattes Filtrierpapier ein. Völlig zufriedenstellende Resultate erzielte ich, sowie ich als Wand ein Septum von ziemlich dickem weissem Atlas verwendete. Die Versuche, über deren Resultate ich im

1) cfr. z. B. A. Escher in N. Cim. (3) **5**, 5, 1879.

Vorliegenden berichte, wurden mit einem derartigen Diaphragma unternommen. Zuletzt verwandte ich den Stoff sogar in doppelter Lage, indem ich zwei Stücke mit mehreren Nähten auf einander befestigte. Die Anordnung des Apparates ist überaus einfach. Das von mir gebrauchte Voltameter besteht aus weissem Porzellan[1]), und ist in der Form annähernd einem Parallelepipedon ähnlich, 19 cm lang, 5 cm breit, 3 cm tief. Die Elektroden sind Scheiben von $5 \times 2\frac{1}{2}$ cm. Gebrauchte ich bei den Messungen Lösungen von Kupfersulfat, so nahm ich die Scheiben aus elektrolytisch verkupfertem Kupfer; so wird die Polarisationserscheinung fast vollständig vermieden. Das Atlas-Diaphragma wurde an die Wände mit Siegellack in drei Viertel der Länge haltbar befestigt.

Damit die Ablenkungen nicht übermässig gross werden, muss man dem Elektrolyten, zum wenigsten in einem Teile, einen grossen Widerstand geben, damit wird gleichzeitig noch der andere Vorteil erreicht, dass die Grösse ε empfindlicher wird.

Ist die ungestörte Lösung reines Wasser und die gestörte Lösung mit Kupfersulfat gesättigt, so erhält man nach Eschers Messungen[2])

$$\varepsilon = 0{,}48,$$

und der Wert des Verhältnisses $\frac{L}{l}$, bei welchen der Übergang der Hertzschen in die Sella- und Maioranasche Erscheinung vor sich gehen müsste, würde durch

$$\frac{L}{l} = \frac{1}{0{,}48} = 2{,}1$$

ausgedrückt sein, eine Bedingung, die sich in der Praxis leicht realisieren lässt. Wäre ferner die ursprüngliche Lösung etwas konzentrierter, so müsste ε kleiner und $\frac{L}{l}$ folglich grösser sein. Bei den Versuchen, auf die ich mich beziehe, war der ungestörte Elektrolyt Wasser mit einigen Tropfen gesättigter Lösung, der gestörte Elektrolyt eine gesättigte Lösung von Kupfersulfat.

Jeder Versuch besteht aus drei Messungen. Giesst man z. B. zuerst den verdünnten Elektrolyten links und den konzentrierten rechts ein, so wird man zwei Ablenkungen beobachten, wenn man mittels des Kommutators die dichteste Lösung das eine Mal auf die Seite der Anode (a^A), das andere Mal auf die Seite der Kathode (a_K) bringt. Hierauf entfernt man mit einer Pipette den gesättigten Elektrolyten und ersetzt ihn durch ebensoviel verdünnte Lösung; alsdann liest man am Galvanometer einen dritten Winkel (a) ab. Ich führe zwei Versuche an, die mit verschiedenen Werten des Verhältnisses $\frac{L}{l}$ gemacht worden sind:

l	$\frac{L}{l}$	a	a_K	a
0,5	20	$8^0 30'$	12^0	10^0
3,0	2	$27^0 30'$	32^0	21^0

Aus dieser Tabelle ergiebt sich: 1. dass die Ablenkung a_K immer grösser ist als die Ablenkung a, aber das Verhältnis $\frac{a_K}{a}$ kleiner wird, wenn das Verhältnis $\frac{L}{l}$ zunimmt;

2. Dass das Verhältnis $\frac{a_A}{a}$ grössere und geringere Werte als die Einheit haben kann, entsprechend der Zahlengrösse von $\frac{L}{l}$, aber dass es stets kleiner ist als der Quotient von a_K durch a; das heisst, es folgen für die a jene Gesetzmässigkeiten, welche wir vorhin theoretisch für die $\mathcal{J}$ gefunden haben.

Man kann folglich das Volterrasche Modell als vollkommen zulässig gelten lassen.

* * *

Man kann sich von diesen Vorgängen auch eine materielle, insbesondere eine hydrodynamische Vorstellung machen.[1]) In dem von mir konstruierten Apparat dient eine Mariottesche Flasche zur Erhaltung des Stromes, welcher also mit konstanter Geschwindigkeit ausströmt. Die Ausflussröhre ist in zwei Arme gegabelt, deren erster eine kapillare Öffnung und deren anderer einen ziemlich grossen Durchschnitt hat. Beide Transportwege stecken an einem Ende in einem Verteilungskästchen, von dem später die Rede sein wird. Aus dem Kästchen kommt eine dritte Röhre heraus, welche zweimal im rechten Winkel gebogen ist, das erste Mal beim Austritt, das zweite Mal einige wenige Centimeter weiterhin. Die eben beschriebene, mit Kapillarmündung versehene Röhre kann in viele verschiedene, z. B. in drei hauptsächliche Lagen gebracht werden. Sie kann vollständig in einer horizontalen Ebene liegen, oder sie kann auf zweierlei Weise in eine vertikale Ebene eingestellt werden, je nachdem das Knie beim Austritt aus dem Kästchen herauf- oder heruntergeht.

In jedem von diesen drei Fällen treten klar voneinander geschiedene Erscheinungen auf, wie man aus der schematischen Fig. 2 ersehen kann, auf welcher das Distributionssystem dargestellt

1) Man muss darauf achten, dass das Gefäss sorgfältig glasiert ist, da andernfalls die Lösungen allmählich in die Wände eindringen und diese zu Leitern machen. Es entsteht dann eine Abzweigung, die man nicht beeinflussen und die man nicht leicht auch nur annähernd abschätzen kann.

2) l. c. 28.

1) vergl. z. B. A. Garbasso, 15 lezioni sù la luce, S. 43ff.

ist. E und B sind die Ansatzstellen der Röhren, der engen und der weiten, die aus der Mariotteschen Flasche kommen; D', D'', D''' sind Diaphragmen (im Durchschnitt); R ist gleichfalls im Durchschnitt, ein Metallrohr, in welchem die dritte Röhre feststeckt. Dieses Rohr hat ein einziges seitliches Loch L, welches man vor die Öffnungen L', L'', L''' schieben kann. In den ersten Fällen kommuniziert die dritte Röhre mit der Flasche durch das grosse Rohr, und das enge Rohr bleibt geschlossen; im dritten Fall geschieht das Gegenteil. Nun ist die dritte Röhre in ihrem Lager derart drehbar, dass für die Stellungen LL' und LL'' das Knie nach

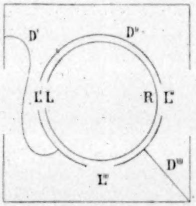


Fig. 2.

oben, resp. nach unten gerichtet wird; durch die Stellung LL''' kommt es in die horizontale Ebene. Im ersten Fall erhält man das, was dem bei der Anode ($E > 0$) gestörten Elektrolyten entspricht; im zweiten Fall geht die Störung nach der Kathode[1]) über; im dritten Fall hat die gesamte Flüssigkeit normale Dichte. Für die gewählten Dimensionen zeigte der von mir konstruierte Apparat die Sella- und Maioranasche Erscheinung. Ich brauche hier auf Einzelheiten nicht einzugehen.

1) Man vergleiche die Formeln (1) und (2), welche eine aus der andern durch blossen Wechsel des Vorzeichens von E folgen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

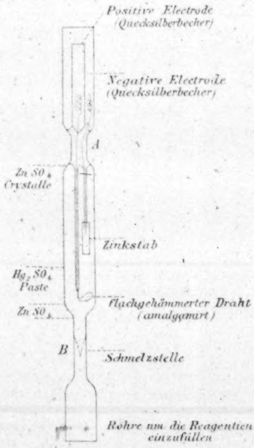
(Eingegangen 21. September 1900.)

Eine hermetisch geschlossene Form des Clark-Normalelementes.

Von H. T. Barnes.[1])

In dieser Abhandlung wird eine neue Form des Clark-Elementes beschrieben, welches man „geschlossene Zelle" nennen kann und welches kurz in der Arbeit von Professor Callendar und dem Verfasser (Proc. Roy. Soc. 62, S. 117, 1897) erwähnt wurde. Der Vorteil der Zelle besteht darin, dass sie vollständig durch Zuschmelzen geschlossen werden kann.

Die Anordnung des Elements giebt die Figur wieder. Das Hauptgefäss besteht aus einem Glasrohr, welches an zwei Stellen A und B ein klein wenig ausgezogen worden ist. Die positive Elektrode besteht aus einem Platindraht, dessen eines Ende flach gehämmert, amalgamiert und in einer Glaskapillaren eingeschlossen ist. In der Figur ist das Glasrohr, aus welchem die



Kapillare hergestellt ist, als positiver Quecksilberbecher bezeichnet. Die negative Elektrode ist ein kleiner Zinkstab, welcher an einen Platindraht angelötet worden ist; der letztere wird ebenfalls durch eine Glaskapillare geschützt. Nachdem die beiden Elektroden in ihre richtige Lage durch den engen Hals bei A gebracht worden sind, wird das Glas sorgfältig um die Drähte an dieser Stelle zusammengeschmolzen. Die Reagentien werden in die Zelle durch den Hals bei B eingeführt. Dieselben bestehen aus sorgfältig dargestelltem und umkrystallisiertem, feuchtem Zinksulfat in genügender Menge, um den Zinkstab vollständig zu bedecken, der gewöhnlichen Quecksilberoxydulsulfatpaste und Zinksulfat, um den flachgehämmerten Platindraht zu bedecken und einigen wenigen Zinksulfatkrystallen. Nach der Reinigung und Trocknung der Röhre wird die Zelle geschlossen, indem das Glas bei B schnell zugeschmolzen wird.

Eine Reihe von Prüfungsergebnissen und Vergleichsresultaten werden in der Abhandlung

1) Ausführlich in Physic. Review 10, 268, 1900.

für eine Anzahl von Ketten, welche mit Reagentien von verschiedenem Ursprung und zu verschiedenen Zeiten gefüllt waren, mitgeteilt.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 24. September 1900.)

Über die Energie der Becquerel- und Röntgenstrahlen und über die zur Erzeugung von Ionen in Gasen nötige Energie[1]).

Von E. Rutherford und R. K. Mc. Kling.

Es war vor allem der Zweck der im folgenden beschriebenen Untersuchungen, die zur Erzeugung eines Ions in einem Gase, wenn Röntgenstrahlen dasselbe durchdringen, nötige Energie, zu berechnen und aus diesem Resultate den Betrag der Energie abzuleiten, der von Uran, Thorium oder ähnlichen radioaktiven Substanzen ausgestrahlt wird.

Um diese so definierte Energie zu bestimmen, musste man sowohl die Wärmewirkung, als auch die Absorption der Röntgenstrahlen in Gasen genau bestimmen.

Der Umwandlungskoeffizient eines durch Röntgenstrahlen erregten Fluorescenzschirmes wurde auch untersucht, und eine einfache praktische Darstellungsmethode der Intensität der Röntgenstrahlen in absolutem Masse dargelegt.

Um die „Ionenenergie" zu bestimmen, wurde folgende Methode angewandt: Ein zwischen 2 Elektroden befindliches bekanntes Gasvolumen wurde durch die Strahlen ionisiert und der Maximal-(Sättigungs)strom bestimmt. Bei der Ionisation des Gases durch die Strahlen wird Energie absorbiert, wobei jedoch die Intensität der Strahlung rascher abnimmt, als es dem Gesetze des umgekehrten Quadrates entspricht. Wenn man nun annimmt, dass die im Gase absorbierte Strahlungsenergie zur Erzeugung von Ionen verwandt wird, so kann man, wenn man den Absorptionskoeffizienten der Strahlen im Gase kennt, den Gesamtstrom berechnen, der von der Totalabsorption aller in das Gas eingetretenen Strahlen beruhen würde. Es sei

i = Maximalstrom, der von einer vollständigen Ionisation des Gases herrühren würde.
n = Zahl der erzeugten Ionen.
ε = Ladung eines Ions. Daraus geht hervor $i = n\varepsilon$.
H = Wärmewirkung bei Absorption der Strahlen in einem Metall.
E = Gesamtenergie der Strahlen in *Erg*.

1) Nach einer der Royal Society vorgelegt. Mitteilung.

Dann ist $E = JH$, wo J gleich Joules Äquivalent ist. Wenn bei der Erzeugung eines Ions der Energiebetrag $= W$ verbraucht wird, dann hat man

$$nW = E = JH$$
$$W = \frac{JH}{n} = \frac{JH\varepsilon}{i}.$$

Die Werte von H und i sind experimentell festgelegt. Mit Hilfe dieser Werte und unter Zugrundelegung des von J. J. Thomson bestimmten Wertes von $\varepsilon = 6{,}5 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten lässt sich der Wert von W in absolutem Masse bestimmen.

Die weiteren Untersuchungen hatten zum Zweck:

1. die Messung der von den X-Strahlen erzeugten Wärmewirkung,
2. die Wirksamkeit als Lichtquelle eines von den X-Strahlen erregten Fluorescenzschirmes,
3. die Untersuchung der Absorption der X-Strahlen in Gasen unter verschiedenen Drucken,
4. die Bestimmung der zur Erzeugung eines Ions in Luft und anderen Gasen nötigen Energie. Daraus wurden Schlussfolgerungen gezogen:
   a) auf die Entfernung zwischen den Ionenladungen im Molekül,
   b) auf das zur Funkenbildung nötige Minimumpotential;
5. das Studium der Energie der Becquerelstrahlen und die Energieemission radioaktiver Substanzen.

1. Die Wärmeeinwirkung der X-Strahlen.

Die Strahlen wurden durch eine automatische Focusröhre erzeugt, die mit einem grossen Induktor betrieben wurde. Die Unterbrechung geschah durch einen Wehneltunterbrecher spezieller Form, der pro Sekunde 57 Unterbrechungen lieferte. Die Strahlen hatten grosses Durchdringungsvermögen. Zur Bestimmung der Wärme wurde ein Platinbolometer benutzt, dessen Widerstand sich änderte, wenn die Strahlen darauf fielen. Das Bolometer bestand aus einem Platinstreifen von 3 m Länge, 0,5 cm Breite und 0,003 cm Dicke, der auf einem Glimmerblättchen von 10 cm^2 aufgewickelt wurde. Zwei solcher Vorrichtungen, so identisch wie möglich, wurden hergestellt, und bildeten die beiden Arme einer Wheatstonebrücke. Mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers wurde zuerst auf Gleichgewicht eingestellt; dann liess man die Strahlen 30 oder 45 Sek. einwirken und mass sofort dann die Widerstandsänderung.

Mit Hilfe eines Stromes geeigneter Stärke, der den exponierten Bolometerzweig eine gleiche Zeit durchfloss, wie die Strahlenwirkung dauerte, und der darin die gleiche Widerstand-

veränderung hervorrief, erhielt man für den Wärmeeffekt pro Sekunde $0{,}24\ i^2R$, wo i = dem Strom ist, der durch den Zweig vom Widerstand R fliesst. Die Zweige befanden sich in einem Bleigefäss, das mit einem Aluminiumfenster versehen war. Das Ganze war von einem Rahmen umgeben, wie sich auch zwischen der Röhre und dem Bolometer mehrere Aluminiumbleche befanden, so dass eine jede andere Wärmewirkung als die der Strahlen ausgeschlossen war. Ungefähr 55% der Energie der auffallenden Strahlen wurden vom Bolometer absorbiert; ein kleiner, aber zu vernachlässigender Betrag wurde zur Erzeugung sekundärer Strahlen auf der Oberfläche des Platinstreifens verwandt.

Die der Oberfläche von 92,2 cm² zugeführte Wärme war bei einer Entfernung von 26 cm von der Strahlenquelle = 0,00014 gr.-Cal. per Sekunde.

Die gesamte von der Oberfläche der Antikathode ausgegangene Strahlungsenergie (abgesehen von der Absorption in der Röhre, der Luft und den Schirmen), war 0,011 gr.-Cal. per Sekunde, oder 0,046 Watt.

Die Anzahl der Entladungen pro Sekunde war 57, und nimmt man die mittlere Wirkungsdauer der Strahlen zu 10^{-5} Sekunde [1]) an, so strahlt von der Röhre ein Energiemaximum von 19,5 Cal. per Sekunde aus.

Die Wärmewirkung der Sonnenstrahlen, die senkrecht auf den Quadratcentimeter Oberfläche auffallen, ist 0,035 Cal. pro Sekunde. Die maximale Energieemission, die aus der X-Strahlenröhre ausstrahlt, ist also 560 mal grösser als die der Sonnenstrahlen auf der Oberfläche der Erde.

Die Anwendung der Thermosäule zu diesen Versuchen ist nicht thunlich.

2. Wirkungsgrad eines Leuchtschirmes.

Mit dem Lummer-Brodhunschen Instrument wurden photometrische Vergleiche zwischen der Helligkeit eines Fluorescenzschirmes und einer Standard-Hefnerlampe gemacht. Ein Bariumplatincyanurschirm gab

$$\frac{\text{Intens. des Schirmlichts}}{\text{Intens. der Hefnerlampe}} = 0{,}0206.$$

Tumlirz [2]) zeigte, dass die Energie des sichtbaren Teils des Lichtes der Hefnerlampe, die bei 1 cm Entfernung senkrecht auf 1 cm² Oberfläche fällt, gleich ist = 0,00361 gr.-Cal. pro Sekunde.

Für X-Strahlen gleicher Intensität wie die bei den photometrischen Messungen benutzten, ist unter gleichen Bedingungen die Energie = 0,0023 Calorie, d. h. der vom sichtbaren Teile der Hefnerlampe ausgestrahlte Energiebetrag beträgt ungefähr das Doppelte als bei der Röntgenröhre. 0,73% der Strahlungsenergie wurde im Leuchtschirm absorbiert.

Der Wirkungsgrad der Transformation von X-Strahlen in sichtbares Licht ist verglichen mit der Hefnerlampe = 0,044 oder 4,4%.

Kennt man diesen Transformationsfaktor, so genügen zwei einfache photometrische Messungen, um die Energie irgend einer Röhre in absolutem Maasse auszudrücken. Das Licht des Fluorescenzschirmes wird zuerst mit der Einheitslampe verglichen, und dann die Absorption im Schirm bestimmt, indem man diesen im Strahlenweg verschiebt.

Es sei ϱ = Verhältnis der Lichtintensitäten der Röhre und Lampe, ϱ_1 = Verhältnis der auf den Schirm fallenden Strahlungsintensitäten.

Dann kann gezeigt werden, dass die Intensität in absolutem Masse

$$= \frac{0{,}082\,\varrho}{1-\varrho_1,}\ \text{gr.-Cal. pro Sek.}$$

Die Absorption im Karton des Schirmes wird als zu vernachlässigen angesehen, kann jedoch leicht bestimmt werden.

3. Absorption der Röntgenstrahlen in Gasen.

Bei der geringen Absorption der Strahlen in Luft bei Atmosphärendruck wurde eine Nullmethode angewandt. Die Strahlen passierten zwei lange Messingröhren mit Aluminiumenden, und der in dem einen Rohr durch die Strahlen erzeugte Strom wurde durch den im zweiten Rohr erzeugten Strom kompensiert. Wurde ein Rohr ausgeschaltet, so schlug das Elektrometer aus. Der mittlere Wert des Absorptionskoeffizienten der Strahlen in Luft bei Atmosphärendruck wurde zu 0,000279 gefunden, d. h. die Strahlung könnte eine Schicht von 24,7 m durcheilen, bis ihre Intensität durch Absorption auf die Hälfte reduziert wird. Im Gebiete von ½ bis 3 Atmosphären wurde die Absorption dem Drucke proportional gefunden. Der Absorptionskoeffizient in CO_2 war 1,59 mal so gross als der in Luft.

4. Zur Erzeugung eines Ions nötige Energie.

Der Strom, der durch Ionisierung eines bestimmten Gasvolumens mit X-Strahlen erzeugt wurde, wurde elektrometrisch gemessen. Zur Vermeidung von sekundären Strahlen berührten die X-Strahlen die Kondensatorplatten nicht. Zur Garantierung eines gleichförmigen elektrischen Feldes wurde eine Schutzringmethode angewandt. Der Wert der oben definierten Ionenenergie wurde abgeleitet aus Stromstärke, Wärme-

1) Trouton, Brit. Assoc. Report. 1896.
2) Wied. Ann. 38, 640.

wirkung und Absorptionskoeffizient. Sein Mittelwert wurde zu $1,90 \times 10^{-10}$ *Ergs* gefunden.

Dieser Wert ist viel grösser als der zur Wasserzersetzung nötige Energiebetrag; vom Druck ($\frac{1}{2}$ — 3 Atmosphären) scheint diese Ionenenergie unabhängig zu sein. Auch scheint dieser Betrag der nämliche für alle Gase zu sein.

4a. Entfernung zwischen den Ionenladungen im Molekül.

Nimmt man an, dass der bei der Erzeugung von Ionen absorbierte Energiebetrag dazu verwandt wird, die elektrischen Kräfte zu überwinden, welche die Molekel zusammenhalten, so lässt sich zeigen, dass die mittlere Entfernung zwischen den Ionenladungen $= 1,1 \times 10^{-9}$ cm ist. Das ist ungefähr $^1/_{30}$ des wahrscheinlichen Durchmessers eines Atoms. Dies stimmt überein mit den kürzlich ausgesprochenen Anschauungen von J. J. Thomson, dass die Ionisation erzeugt wird, indem sich das negative Ion, dessen Masse nur ein kleiner Teil von der des Atoms ist, vom Molekül entfernt.[1])

4b. Minimumpotential zur Funkenerzeugung.

Wenn eine Ionisierung notwendig ist, bevor ein Funken übergehen kann, so kann aus dem Betrage der Ionenenergie abgeleitet werden, dass unterhalb einer Spannung von 175 Volt kein Funke übergehen kann. Versuche legten diesen Wert auf über 300 Volts. Der theoretische Wert ist von derselben Grössenordnung, aber bei der Kompliziertheit der Erscheinung kann eine vollständige Übereinstimmung nicht erwartet werden.

5. Energieemission radioaktiver Substanzen.

Es hat sich gezeigt, dass die Geschwindigkeit der von Uranstrahlen erzeugten Ionen die gleiche ist, wie bei den von Röntgenstrahlen erzeugten. Die Ionen sind also jedenfalls die gleichen, und man wird annehmen können, dass zur Erzeugung beider gleiche Energiemengen nötig sind. Unter dieser Annahme lässt sich also die von den radioaktiven Substanzen ausgestrahlte Energiemenge berechnen. Für eine dicke Schicht von Uranoxyd (3,6 gr über eine Oberfläche von 38 cm^2 ausgebreitet), war die im Gas pro Quadratcentimeter ausgestrahlte Energiemenge $= 10^{-11}$ gr.-Cal. pro Sekunde.

Dieser Energiebetrag würde genügen, um 1 cm^3 Wasser um 1^0 C. in 3000 Jahren zu erwärmen, vorausgesetzt dass keine Wärme durch Strahlung verloren ginge. Aus Beobachtungen des Stromes, den dünne Schichten von Uranoxyd entstehen lassen, geht hervor, dass die pro Jahr ausgestrahlte Energie nicht geringer als 0,032 Calorien ist.

Bei Radium, das 100000 mal radio-aktiver als Uran ist, ist die pro Gramm Substanz ausgestrahlte Energie pro Jahr nicht geringer als 3000 Calorien.

(Aus dem Englischen übersetzt von S. Guggenheimer.)

(Eingegangen 27. September 1900.)

1) Vgl. diese Zeitschr. 1, 20, 1899.

Theoretisches über die Beugung der Röntgenstrahlen.

Von A. Sommerfeld.

(Zweite Mitteilung.)

In Nr. 10 des ersten Jahrganges dieser Zeitschrift habe ich über eine demnächst in den „Mathematischen Annalen" erscheinende Untersuchung berichtet, welche die Theorie der Beugung eines „Impulses", d. h. einer kurzen und starken Gleichgewichtsstörung des Äthers betraf. Meine Absicht war dabei, theoretische Anhaltspunkte für die Beugung der Röntgenstrahlen zu gewinnen, die ja mit einiger Wahrscheinlichkeit als Störungen von der genannten Beschaffenheit aufgefasst werden können. Ich habe diese Untersuchung inzwischen weitergeführt und zwar in der folgenden Richtung:

In meiner ersten Mitteilung war der Beugungsschirm als Halbebene vorausgesetzt. Der hierauf bezüglichen Theorie (No. 1 — 4 jener Mitteilung) habe ich nichts hinzuzufügen. In No. 5 machte ich den Versuch, die fundamentalen Beugungserscheinungen zu diskutieren, welche die Herren H. Haga und C. H. Wind[1]) mit einem sich nach unten verjüngenden Spalt nachgewiesen haben. Ich bemerkte aber schon l. c. dass die Anwendung der Theorie der Halbebene auf diese Beobachtungen erheblichen Bedenken begegnet. Schon die gewöhnlichen optischen Beugungserscheinungen zeigen, dass die Beugung an einem Spalt auch qualitativ sehr verschieden ausfällt von der Beugung an einer Halbebene. Es kommt hinzu, dass die Beugungswirkung der Halbebene bei einem Impulse lediglich besteht und bestehen kann in einem längs der ganzen Schattengrenze gleichmässig ausgebildeten Übergreifen der Strahlung in das Gebiet des geometrischen Schattens. Bei dem Vergleich mit den Beobachtungen von Haga und Wind konnte ich daher mein Augenmerk lediglich auf die allgemeine Verbreiterung des Spaltbildes richten, während andere hervorstechendere Merkmale des Beugungs-

1) K. Akademie van Wetenschappen, Amsterdam, April 1899, 420 und Wied. Ann. **68**, 884, 1899.

bildes unbeachtet bleiben mussten. Die Abschätzung jener allgemeinen Verbreiterung kommt auf eine Abschätzung von Intensitätsverhältnissen heraus und ist deshalb sehr ungenau.[1]) Überdies ist zu beachten, dass die Intensität der photographischen Wirkung, die auf der Platte beobachtet wird, nicht proportional der Intensität der Strahlung ist, von der die Theorie handelt. Endlich ist die allgemeine Verbreiterung des Spaltbildes nicht lediglich eine Wirkung des Beugungsspaltes, sondern auch, wie die Herren Haga und Wind bemerken, durch eine gewisse Irradiation der photographischen Wirkung auf der Platte, sowie durch die Divergenz der auffallenden Strahlen, durch die Dimensionen des ersten Spaltes (des sog. X-Spaltes) und durch die zwar möglichst vermiedenen, aber doch nicht völlig ausgeschlossenen Erschütterungen der Stative bedingt. Es ist daher wahrscheinlich, dass in meiner ersten Note die Wirkung der Beugung überschätzt und die „Impulsbreite λ“, mit deren Grösse die Grösse der Beugung wächst, zu gross gefunden ist. Dies wird durch die weiter unten folgende Neubestimmung von λ bestätigt.

Meine Absicht war es nun, die Beugung eines Impulses an einem Spalt (zunächst einem Spalt mit parallelen Rändern) in derselben Weise wie früher für die Halbebene durchzuführen, also eine Lösung der Differentialgleichung (1) aufzustellen, welche durch die entsprechend modifizierten Oberflächenbedingungen (2) und Anfangsbedingungen (3) meiner ersten Mitteilung definiert ist (Spalt mit absolut reflektierenden Wänden) und von da aus zu einem Spalt mit geschwärzten Wänden in der früher angegebenen Weise überzugehen. Indessen habe ich die hierbei auftretenden analytischen Schwierigkeiten nicht überwinden können.

Ich sah mich deshalb auf die Methode des Huygensschen Prinzips (im Sinne der Kirchhoffschen Formulierung derselben) angewiesen. Zunächst lag mir daran, ihre Anwendbarkeit auf die Beugung der Impulse nachzuweisen.

Ich gehe dabei aus von einer Formel des Herrn V. Volterra.[2]) Ähnlich wie bei Kirchhoff für ein räumliches Problem wird durch diese eine Lösung der Differentialgleichung $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = V^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)$ im Innern eines ebenen Gebietes dargestellt durch ein Integral über die Werte von u und der ersten Ableitungen von u auf der Begrenzung des Gebietes. Bei dem Problem der Halbebene besteht die Begrenzung aus der Spur des Schirmes und ihrer Verlängerung, das Gebiet selbst ist diejenige Hälfte der Ebene, die, im Sinne der Einfallsrichtung gesprochen, hinter dem Schirme liegt.

Man muss nun geeignete Annahmen über die Randwerte von u und der partiellen Ableitungen von u machen. Man nehme an, dass sich hinter dem Schirm ein Schatten bilden wird und setze auf der Spur des Schirmes: $u = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial t} = 0$; man nehme ferner an, dass in der Verlängerung des Schirmes die Erregung dieselbe sei, wie wenn der Schirm nicht vorhanden wäre, setze dort also, unter $u_0 = f(x + Vt)$ die Funktion des einfallenden Impulses verstanden: $u = u_0$, $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_0}{\partial x}$ u. s. w.

Diese Annahmen können nicht genau richtig sein, da aus der ersteren folgen würde, dass u überall gleich Null, aus der letzteren, dass u überall gleich u_0 wäre. Setzt man die angegebenen Randwerte in die Volterrasche Formel ein, führt die dort angezeigten Integrationen aus und leitet aus der so erhaltenen Lösung rückwärts die Werte von u auf der Begrenzung des Gebietes ab, so stimmen diese keineswegs mit den ursprünglich vorausgesetzten Randwerten $u = 0$, $u = u_0$ u. s. w. genau überein.

Hieraus geht zur Genüge hervor, dass die Methode des Huygensschen Prinzipes nur eine Näherungsmethode ist. Zwar wird in der Optik durch den Vergleich mit der Erfahrung ihre hinlängliche Genauigkeit sicher gestellt. Bei der Beugung der Impulse aber fehlt es an jeder Erfahrung; die Brauchbarkeit der Methode kann hier, wie mir scheint, nur durch den Vergleich mit unserer früheren exakten Lösung bewiesen werden.

Die Ausführung der Integrationen in der Formel des Huygensschen Prinzipes ist etwas umständlich und macht verschiedene Fallunterscheidungen nötig. Als Resultat finde ich die folgende Darstellung von u im Gebiete des geometrischen Schattens:

Wenn $r > Vt + \lambda/2$

(1) $$u = 0,$$

wenn $Vt + \lambda/2 > r > Vt - \lambda/2$

(2) $$u = \frac{1}{2\pi}\left\{\pi - \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{\sqrt{(Vt + \lambda/2)^2 - r^2}} - \operatorname{arc\,tg} \frac{(Vt + \lambda/2)\, y}{x\sqrt{(Vt + \lambda/2)^2 - r^2}}\right\},$$

wenn $Vt - \lambda/2 > r$

(3) $$u = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{y}{\sqrt{V^2 t^2 - r^2}} \frac{1}{Vt - x}.$$

---

1) Die folgenden kritischen Bemerkungen verdanke ich zum grossen Teil einer für mich sehr wertvollen Korrespondenz mit Herrn Wind.

2) Accademia dei Lincei, Rend. (ser. 5) Bd. 1, 2. Semester. (1892) S. 161 und Acta Math. Bd. 18 (1894).

Dabei ist angenommen, dass die Einfallsrichtung des Impulses senkrecht zur Halbebene steht, dass die erstere in der x-Axe, die Spur der letzteren in der y-Axe liegt. Die x-Koordinate bedeutet sonach in den vorangehenden Formeln den Abstand von der Halbebene, die y-Koordinate den Abstand von der verlängerten Einfallsrichtung, d. h. von der Schattengrenze, r ist gleich $\sqrt{x^2 + y^2}$.

Gleichung (1) und (2) ist im Sinne der Methode des Huygensschen Prinzipes genau richtig, Gleichung (3) ist durch Entwicklung einer ursprünglich komplizierteren Formel nach Potenzen von λ erhalten.

Man halte nun diese Gleichungen mit den Formeln (7) meiner ersten Note zusammen: Die Übereinstimmung ist einleuchtend. (1) ist mit der ersten Gleichung (7) genau, (2) mit der zweiten Gleichung (7) in der Nähe der Schattengrenze und bei hinreichend kleinem λ identisch; in einiger Entfernung von der Schattengrenze ergeben beide Gleichungen wenigstens dieselbe Grössenordnung $\sqrt{\lambda}$. Gleichung (3) endlich enthält ebenso wie die dritte Gleichung (7) den Faktor λ und zeigt qualitativ dasselbe Verhalten wie jene. Wollen wir die durch unsere jetzigen Formeln definierte Erregung bildlich darstellen, so können wir dies nicht besser thun als durch die früheren Figuren 3 und 4. Abweichungen zwischen den jetzigen und früheren Formeln zeigen sich nur in Gliedern, welche mit abnehmender Impulsbreite verschwinden (welche λ oder $\sqrt{\lambda}$ zum Faktor haben). Das Huygenssche Prinzip liefert also bei hinreichend kleiner Impulsbreite λ eine hinreichend richtige Lösung unseres Problems — ähnlich wie in der Optik bei hinreichend kleiner Wellenlänge.

Unsere frühere Methode hat gegenüber der Methode des Huygensschen Prinzipes den Vorteil, dass sie bei jeder Impulsbreite gilt und dass sie zu besonders übersichtlichen Resultaten führt. Der grosse Vorzug des Huygensschen Prinzips aber besteht darin, dass es auch bei komplizierteren Problemen nicht versagt. Wir werden es, durch die Erfahrungen bei der Halbebene ermutigt, auch auf den Spalt anwenden dürfen, wenn wir nur wieder die Impulsbreite hinreichend klein, d. h. hier hinreichend klein gegen die Spaltbreite voraussetzen.

Wiederum setze man als angenäherte Randwerte von u in die Formel des Huygensschen Prinzipes die folgenden ein: $u = 0$ u. s. w. unmittelbar hinter den Spaltwänden, $u = u_0 = f(x + Vt)$ u. s. w. in der Spaltöffnung. Die Integration über die Spaltöffnung AB (Fig. 1) lässt sich nun auffassen als Differenz zweier ebenso gebildeter Integrale AC und BC, in denen die obere Grenze C den unendlich fernen Punkt der positiven y-Axe bezeichnet. Die letzteren Integrale stellen aber nach dem Huygensschen Prinzip die Lösungen zweier Halbebenen-

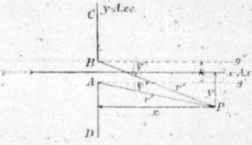


Fig. 1.

probleme dar, das Integral AC giebt die Beugung an der Halbebene DA, das Integral BC die Beugung an DB, unter D den unendlich fernen Punkt der negativen y-Axe verstanden. Die Werte dieser Integrale sind also nach Früherem bekannt. Bezeichnen wir sie mit u' und u'', so haben wir

$$u = u' - u'',$$

wobei u' und u'' durch die Formeln (1), (2), (3) dieser, oder besser durch die bequemeren und genaueren Gleichungen (6) und (7) meiner ersten Mitteilung gegeben sind. (Natürlich werden jetzt die Grössen r, ψ der letztgenannten Formeln durch die in Fig. 1 definierten Grössen r', ψ' bezw. r'', ψ'' zu ersetzen sein, je nachdem es sich um die Berechnung von u' oder u'' handelt.)

Der allgemeine Ablauf der Erregung ist hiernach leicht zu übersehen. Zu Punkten, welche zwischen den Schattengrenzen g' und g'' liegen, gelangt zuerst der einfallende Impuls $f(x + Vt)$, dann ein „Cylinderimpuls", welcher von der dem Punkte näher gelegenen Schirmkante, endlich ein Cylinderimpuls, welcher von der entfernteren Schirmkante ausgeht. Jeder der Cylinderimpulse zieht sein Residuum hinter sich her. Je nach der Lage des betrachteten Punktes kann es vorkommen, dass der einfallende resp. der erste Cylinderimpuls völlig abgelaufen ist, bevor der erste resp. der zweite Cylinderimpuls einsetzt, oder es kann sein, dass die genannten Einzelimpulse sich gegenseitig überlagern.

In den Punkten der beiden Schattengebiete fehlt der einfallende Impuls, wir haben nur die beiden Cylinderimpulse und ihre Residuen. Das Tempo der Aufeinanderfolge und die Stärke der Cylinderimpulse hängt wieder ab von der Lage des betrachtenden Punktes im Schattengebiet (seinen Abständen von den Schirmkanten A und B).

Nicht so bequem wie die Erregung u berechnet sich die Intensität J der Erregung, auf die es uns im Hinblick auf die Beobachtungen

wesentlich ankommt. Wie in No. 4 meiner ersten Mitteilung ausgeführt, soll $\mathfrak{J}$ berechnet werden durch das Zeitintegral der elektrischen Energie, welche von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$ über die betrachtete Stelle hingeht, geteilt durch den Wert desselben Zeitintegrals bei Nichtvorhandensein des Spaltes.

Wir beschränken uns hier auf die folgenden Angaben über die Wertverteilung von $\mathfrak{J}$: 1. Bewegt man sich in der Mittellinie des Spaltes (der x-Axe in Fig. 1) vom Spalte fort, so wächst $\mathfrak{J}$ von dem anfänglichen Werte 1 bis zu einem maximalen Werte 1,20 an, um von da aus bei weiter zunehmender Entfernung vom Spalt allmählich zu Null herabzusinken. Das Maximum wird im Abstande $x = \frac{\varkappa^2}{8\,\lambda}$ vom Spalt erreicht, wo $\varkappa$ die Spaltbreite, λ wie früher die Impulsbreite bedeutet. 2. Ähnlich auf den Schattengrenzen g' und g''. Hier hat $\mathfrak{J}$ in der Nähe des Spaltes den Wert 0,25; mit wachsender Entfernung wächst $\mathfrak{J}$ bis zu dem maximalen Werte 0,30, welcher im Abstande $x = \frac{\varkappa^2}{2\,\lambda}$ vom Spalt erreicht wird; des weiteren nimmt $\mathfrak{J}$ allmählich zu Null ab. 3. Bewegt man sich senkrecht zur Mittellinie fort, also auf einer Parallelen zur Spaltebene, so nimmt die Intensität ab. Die Schnelligkeit dieses „seitlichen Intensitätsabfalles" ist verschieden für verschiedene Abstände vom Spalt; während sie für die Abstände $x < \frac{\varkappa^2}{8\,\lambda}$ ziemlich konstant und recht gross ist, wird sie bei weiter wachsendem x immer kleiner; in hinreichend grosser Entfernung vom Spalt hört also die Strahlungsintensität auf der Mittellinie auf, merklich grösser zu sein, wie die Intensität in den seitlich von ihr abstehenden Punkten.

Wir schliessen hieraus hinsichtlich des Bildes, welches ein auf einen Spalt auffallender Impuls auf einer dahinter aufgestellten photographischen Platte erzeugt, das Folgende: Das Spaltbild ist bei nicht zu grossen Abständen x zwischen Spalt und Platte scharf begrenzt und intensiv, am stärksten und intensivsten für $x = \frac{\varkappa^2}{8\,\lambda}$. Bei weiter wachsender Entfernung wird das Bild allmählich immer lichtschwächer und verschwommener, so dass die mittleren und die seitlichen Partien des Bildes nur noch geringe Intensitätsunterschiede erkennen lassen.

Statt wie soeben vorausgesetzt, die Entfernung von Spalt und Platte zu variieren, können wir auch diese Entfernung festhalten, dafür aber die Breite des Spaltes verändern. Dadurch können wir erreichen, dass alle diejenigen Beugungsbilder, welche früher in verschiedenen Abständen vom Spalt im Raume hintereinander lagen, nunmehr in demselben Abstande nacheinander entworfen werden. Um z. B. das vorgenannte Maximum der Intensität in eine vorgegebene Entfernung x vom Spalte rücken zu lassen, brauchen wir $\varkappa$ nur aus der Gleichung $x = \frac{\varkappa^2}{8\,\lambda}$ zu bestimmen.

Ähnlich wie zuletzt vorausgesetzt liegen die Verhältnisse bei den Beobachtungen von Haga und Wind mit dem sich nach unten verjüngenden Spalt. Wir gestatten uns die Annahme, dass das Beugungsbild, welches eine gewisse Stelle des sich verjüngenden Spaltes erzeugt, dasselbe ist, wie das Beugungsbild eines parallelen Spaltes von der Breite jener Stelle. Dann kommt die ganze Serie der Beugungsbilder, die vorher im Raume hintereinander lagen oder zeitlich nacheinander erzeugt werden konnten, auf derselben Platte übereinander zu liegen. Es ist klar, dass nur durch diese Anordnung ein genauer Vergleich der verschiedenen Beugungsbilder ermöglicht wird.

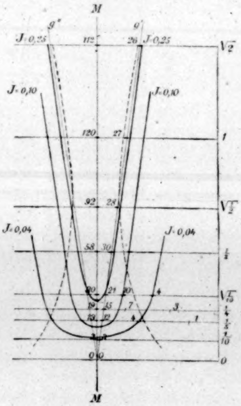


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt die theoretische Beschaffenheit des so entstehenden Gesamtbildes. MM entspricht der Mittellinie des Spaltes, g' und g'' sind die geometrischen Schattengrenzen, d. h. die senkrechten Projektionen der Spaltränder. Die eingeschriebenen Zahlen bedeuten 100 $\mathfrak{J}$; die Zahlen an der beigegebenen Skala geben die zugehörige Breite des Spaltes in Teilen von $\sqrt{8\,\lambda\,x}$ an; (die Zahl $\sqrt{2}$ der Skala sagt also beispielsweise aus, dass in dieser Höhe des Beugungsbildes die Spaltbreite $\sqrt{2}\;\sqrt{8\,\lambda\,x}$ beträgt).

In Übereinstimmung mit den vorherigen Angaben über die Intensitätsverteilung konstatieren wir aus dem Anblick unserer Figur zunächst dieses: Verfolgen wir die Mittellinie von oben nach unten, so nimmt die Intensität erst zu bis zu dem Wert 1,20, dann nimmt sie ab, um mit verschwindender Spaltbreite selbst zu verschwinden. Ähnlich ist der Verlauf von $\mathfrak{J}$ auf der Schattengrenze g' (und g''). Einzelne für den unteren Teil des Spaltbildes berechnete Werte zeigen ferner, wie die seitliche Abnahme von $\mathfrak{J}$ nach unten hin immer langsamer wird. Während z. B. in der Höhe des Skalenteiles $^1/_2$ die Intensität auf der Mittellinie 0,58 und in einer gewissen Entfernung davon 0,10 beträgt, was einem Intensitätsabfall von 6 auf 1 entspricht, finden wir in der Höhe $^1/_4$ auf der Mittellinie die Zahl 0,19 und ungefähr in derselben Entfernung wie vorher seitlich davon die Zahl 0,07. Der seitliche Abfall findet hier also nur im Verhältnis 3 : 1 statt.

Der besseren Übersicht wegen sind einige Kurven gleicher Intensität ausgezogen, nämlich die Kurven $\mathfrak{J} = 0{,}25$, $= 0{,}10$, $= 0{,}04$. Die erste schliesst sich im oberen Teil ziemlich enge an die geometrische Projektion des Spaltes (die Geraden g' und g'') an, während sie am unteren Ende ziemlich scharf umbiegt; die anderen reichen etwas tiefer herunter und biegen mit geringerer Krümmung um. Ausserdem ist eine Kurve gleichen Intensitätsabfalles punktiert eingezeichnet; sie verbindet diejenigen Punkte, in denen die Intensität den vierten Teil der in gleicher Höhe auf der Mittellinie stattfindenden Intensität beträgt. Diese Kurve besteht aus zwei Ästen, die oben gleichfalls den Schattengrenzen folgen, während sie nach unten hin divergieren.

Wir werden nicht sehr fehl gehen, wenn wir unsere punktierte Kurve, wenigstens in ihren unteren Partien, als Grenze des noch wahrnehmbaren Beugungsbildes ansprechen, indem wir annehmen, dass Erhellungen, welche weniger als $^1/_4$ der (am unteren Ende an sich schon geringen) Intensität auf der Mittellinie betragen, nicht mehr wahrnehmbar sind. Wir können dann sagen: Am unteren Ende des Spaltbildes tritt eine Verbreiterung desselben ein. Wollen wir statt des Intensitätsverhältnisses $^1/_4$ ein anderes (z. B. ein kleineres) als Grenze der Wahrnehmbarkeit zu Grunde legen, so würden wir eine qualitativ ähnlich verlaufende Kurve als Grenze des wahrnehmbaren Beugungsbildes bekommen und unser Schluss auf die scheinbare Verbreiterung desselben würde bestehen bleiben.

Entsprechend können wir etwa die Kurve konstanter Intensität $\mathfrak{J} = {}^1/_4$ als Grenze des intensiv erhellten Spaltbildes oder, im Hinblick auf das photographische Negativ, als Grenze des dunkeln Kernes desselben ansehen. Dies zugegeben folgt aus unserer Figur: Der dunkle Kern des Beugungsbildes hört etwa in derjenigen Höhe auf, in der die Verbreiterung des sichtbaren Spaltbildes anhebt.

Damit haben wir eines derjenigen Merkmale theoretisch abgeleitet, die die Herren Haga und Wind an ihren Beobachtungen hervorheben. Wir möchten hieraus vor allem den Schluss ziehen, dass unsere Anschauung von der Natur der Röntgenstrahlen mit den Beobachtungsthatsachen (bis auf weiteres) wohl verträglich ist.

Übrigens beachte man bei dem Vergleich unserer Fig. 2 mit den experimentellen Beugungsbildern von Haga und Wind, dass die Massstabsverhältnisse in beiden Figuren sehr verschieden sind. Die Spaltränder unserer Figur konvergieren ziemlich stark, während sie sich bei Haga und Wind auf 3 cm Erstreckung nur um 10 μ näherten. Wir müssen unsere Figur in der Länge ausserordentlich auseinanderziehen und in der Breite komprimieren, wenn wir sie den Dimensionen nach mit den experimentellen Beugungsbildern vergleichbar machen wollen.

Dabei wollen wir nicht verkennen, dass wir mit unserer Theorie den Beobachtungsbedingungen von Haga und Wind keineswegs gerecht geworden sind. Das aus dem „X-Spalt" austretende Strahlenbündel ist ein begrenztes und divergentes, während unser Impuls eher als ein unendlich breites Bündel von Parallelstrahlen zu bezeichnen wäre. Im Interesse der Einfachheit der mathematischen Behandlung musste hier auf eine grössere Annäherung an die Wirklichkeit verzichtet werden. Dafür macht die Berechnung der Impulsbreite, die wir nun noch einmal aufnehmen, auch nicht den Anspruch grosser Sicherheit und numerischer Präzision.

Auf unserer Skala in Fig. 2 finden wir an derjenigen Stelle, wo der dunkle Kern ungefähr aufhört und die Verbreiterung beginnt, den Wert $\sqrt{^1/_{10}}$ angeschrieben. Dies bedeutet, dass die theoretische Breite des Spaltes an dieser Stelle $\varkappa = \sqrt{^1/_{10}}\,\sqrt{8\lambda x}$ beträgt. Bei Haga und Wind setzt der dunkle Kern in dem Versuche Nr. 2 etwa bei einer Spaltbreite von 9 μ aus und unterhalb dieser Stelle (bei 7 μ) finden sich die ersten deutlichen Verbreiterungen des Bildes. Wir nehmen also $\varkappa = 9\ \mu$; da x in den Versuchen gleich 75 cm war, so ergiebt sich (in mm):

$$\varkappa = 9 \cdot 10^{-3} = \sqrt{8 \cdot 75 \cdot \lambda}$$

oder

$$\lambda = 1{,}3 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{mm} = 0{,}13\ \mu\mu.$$

Dieser Wert ist erheblich (ca. 25 mal) kleiner als der in meiner ersten Note angegebene. Es ist nach der Art der Ableitung klar, dass der jetzige Wert viel vertrauenswürdiger ist, wie der

frühere. Er stimmt ziemlich nahe überein mit denjenigen Werten, die die Herren Haga und Wind selbst für die „Wellenlänge der Röntgenstrahlen" (s. u.) aus ihren Versuchen ableiten.

Übrigens liegt auch unser jetziger Wert noch oberhalb einer Grenze, die sich für λ nach J. J. Thomson aus der Grösse der Moleküle ableiten lässt (s. meine erste Mitt. Nr. 5).

Sehr bemerkenswert scheint es mir, dass wir bei dieser Bestimmung von λ in die Nähe der Molekulardimensionen kommen. Die sonstigen Eigenschaften der Röntgenstrahlen (das Fehlen regulärer Reflexion, ihre geringe Absorption u. s. w.) werden von hier aus sofort verständlich.

Die Herren Haga und Wind betonen neben dem Umstande, dass überhaupt eine Verbreiterung am unteren Ende des Spaltbildes auftritt, namentlich auch die Thatsache, dass mehrere lokale Verbreiterungen (im Versuche Nr. 2 bei den Spaltbreiten 7, 6, 5 und 4 μ) zu bemerken sind. Wenn sich dieses als Regel bestätigt, so würden wir von unserem Standpunkte aus annehmen müssen, dass sich die Röntgenstrahlung aus verschiedenen, verschieden breiten Impulsen zusammensetzt, die entweder nebeneinander oder im Verlaufe der Expositionszeit, während deren, wie Herr Wind bemerkt, die Vakuumröhren wohl alle Grade der Härte durchgemacht haben mögen, nacheinander auftreten; jede lokale Verbreiterung würde auf eine bestimmte Impulsbreite hinweisen.

Ich möchte schliesslich noch bemerken, dass ich mich in meiner ersten Mitteilung über den theoretischen Standpunkt der Herren Haga und Wind im Irrtum befand, wenn ich sagte, „dass die Verfasser die Röntgenstrahlung als einen rein periodischen oder in gewisser Weise unregelmässig periodischen Vorgang auffassen". Vielmehr denkt sich Herr Wind (nach seiner citierten Note in Wied. Ann. Bd. 68, S. 896 und nach einer ausführlicheren brieflichen Mitteilung), zunächst jede spezielle Hypothese vermeidend, die Erregung in der Quelle durch eine beliebige Zustandsfunktion f (t) gegeben, zerlegt diese nach dem Fourierschen Satz in harmonische Komponenten und behandelt jede derselben nach den Methoden der gewöhnlichen Beugungstheorie. Die experimentelle Gestalt des Beugungsbildes gestattet dann rückwärts Schlüsse zu ziehen auf die Beschaffenheit der Fourierschen Entwickelung und damit auf die Natur der Röntgenstrahlung. Unter der Wellenlänge der Röntgenstrahlen werden dann die Wellenlängen gewisser in dieser Entwickelung enthaltenen ausgezeichneten Partialschwingungen verstanden. Entgegen meiner ursprünglichen Angabe hatten die Herren als einen möglichen Spezialfall ihres allgemeineren Ansatzes ganz besonders auch den hier betrachteten Fall eines einzelnen Impulses im Auge.

Wie sich nach dieser Methode die Behandlung des einzelnen Impulses gestaltet, hat Herr Wind kürzlich in einem Vortrage bei Gelegenheit der diesjährigen Naturforschergesellschaft auseinandergesetzt. Er entwickelte hierbei unter anderem das Spektrum (d. h. im wesentlichen die Fouriersche Entwickelung) des einzelnen Impulses in Gestalt einer Energiekurve, sowie das Analogon unserer Fig. 2 für periodische Erregung. Zwischen den Resultaten seiner und der vorstehenden Behandlungsweise wurde eine vollständige (auch numerische) Übereinstimmung konstatiert.

Zu Gunsten des von mir eingeschlagenen Weges sei zum Schlusse folgendes bemerkt:

Der einzelne völlig unperiodische Impuls stellt sozusagen das eine Extrem aller möglichen Strahlungsvorgänge dar, deren anderes Extrem die rein periodische Erregung bildet. Die wirklichen Strahlungsvorgänge, die der Optik sowohl wie die der Röntgenstrahlung, mögen nicht genau jenen Extremen entsprechen, sondern zwischen ihnen enthalten sein, die einen mehr dem periodischen, die anderen dem unperiodischen Grenzfall sich nähernd. Trotzdem ist es nützlich und notwendig, jene Grenzfälle reinlich herauszuschälen und für sich zu behandeln. Denn nur unter hinreichend idealisierten Bedingungen können wir erwarten, zu einfachen und strengen Resultaten und zu einem klaren Bilde von dem räumlichen und zeitlichen Verlauf des Vorganges zu kommen. Letzteres dürfte durch die hier beschriebene Behandlung thatsächlich erreicht werden.

Aachen, September 1900.

(Eingegangen 29. September 1900.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Neuere Untersuchungen über verflüssigte Gase und tiefe Temperaturen.

Von B. Dessau.

(Schluss.)

R. Abegg[1]) hat übrigens das Problem der grossen Dielektrizitätskonstanten auch von einer anderen Seite aus in Angriff genommen. Da die Dielektrizitätskonstanten flüssiger Isolatoren einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzen, das heisst mit sinkender Temperatur zunehmen, so war es von Interesse, solche Körper, welche bereits bei gewöhnlicher Temperatur eine hohe Dielektrizitätskonstante besitzen, auch bei tiefen Temperaturen der Unter-

1) Wied. Ann. 60, 54, 1897.

suchung zu unterwerfen, um zu sehen, ob man dadurch zu Werten der Dielektrizitätskonstante gelangen könne, welche derjenigen des Wassers nahe kommen. Die Messungen, die nach dem Nernstschen Verfahren vorgenommen wurden und Toluol, Äther, Amylalkohol, Aceton, Äthylalkohol und eine Mischung von 10 Teilen des letzteren mit 1 Teil Wasser betrafen, erstrecken sich bis zur Temperatur des Kohlensäure-Äther-Gemisches. Bei allen Substanzen wächst die Dielektrizitätskonstante stark mit abnehmender Temperatur; beim Toluol, welches annähernd dem Maxwellschen Gesetze folgt, bleibt der Temperaturkoeffizient bis zu tiefen Temperaturen konstant oder zeigt allenfalls eine geringe Abnahme, während bei Äther, Äthyl- und Amylalkohol der Temperaturkoeffizient mit abnehmender Temperatur wächst und sehr nahe der Dielektrizitätskonstante selbst proportional ist; er lässt sich für die drei genannten Substanzen durch die Formel

$$-\frac{dD}{dt} = \frac{D}{190}$$

darstellen. Die höchsten beobachteten Werte betrugen für Tuluol 2,51; für Äther 6,86; für Amylalkohol 29,1; für Aceton 34,5; für Äthylalkohol 44,3 und für die Mischung desselben mit Wasser 56,6. Durch genügende Temperaturerniedrigung gelangt man also in den Besitz von Flüssigkeiten, d. h. von Lösungsmitteln, deren Dielektrizitätskonstante von der gleichen Grössenordnung ist wie diejenige des Wassers. Diese Thatsache ist von besonderem Interesse wegen der Beziehung, welche nach Nernst die dissoziierende Kraft eines Lösungsmittels mit seiner Dielektrizitätskonstante verknüpft.

Dass die obige Formel auch für tiefere Temperaturen noch die Beobachtungen mit hinreichender Genauigkeit darstellt, ist sodann durch R. Abegg und W. Seitz[1]) an Amyl-, Isobutyl-, Propyl-, Äthyl- und Methylalkohol für Temperaturen bis zu $-125,9^0$ nachgewiesen worden. Für die erstarrten Alkohole fanden sich, analog dem Verhalten des Wassers, ganz kleine Dielektrizitätskonstanten, in welche die grossen Konstanten der flüssigen Alkohole beim Gefrieren sprungweise übergehen. Der glasig feste und der krystallinische Zustand der Alkohole unterscheiden sich dielektrisch nicht merklich voneinander.

Dielektrizitätskonstanten von verflüssigten Gasen sind verschiedentlich gemessen worden. Fleming und Dewar[2]) fanden die Dielektrizitätskonstante des flüssigen Sauerstoffs bei $-182^0 = 1,493$; der Brechungsexponent ist nach Liveing und Dewar $= 1,2181$; der flüssige Sauerstoff folgt also dem Maxwellschen Gesetze. Hasenöhrl[1]) findet nach Gordons Methode die Dielektrizitätskonstante des flüssigen Sauerstoffs $= 1,465$, diejenige des flüssigen Stickoxyduls $= 1,933$.

F. Linde[2]) hat die Dielektrizitätskonstante des flüssigen Stickoxyduls und der flüssigen Kohlensäure nach dem Schillerschen, diejenige der Kohlensäure und des flüssigen Chlors nach dem Nernstschen Verfahren bestimmt. Für die flüssige Kohlensäure fand sich nach dem Schillerschen Verfahren bei $-7,5^0$ $D = 1,621$, bei $+15,5^0$ $D = 1,530$; nach dem Nernstschen Verfahren bei $-7,5^0$ $D = 1,621$, bei $+15,5^0$ $D = 1,530$. Die Werte für Stickoxydul waren im Mittel $D = 1,643$ bei -6^0 und $D = 1,522$ bei $+14,5^0$, diejenigen für Chlor waren $D = 2,164$ zwischen -60^0 und -70^0 und $D = 1,948$ bei $+8^0$. Für schweflige Säure ergab sich bei $+23^0$ $D = 14,8$. Versuche mit flüssigem Ammoniak führten wegen der Leitfähigkeit desselben nicht zum Ziel. Nach Goodwin und de Kay Thompson,[3]) welche die Dielektrizitätskonstante des flüssigen Ammoniaks nach Drudes Verfahren bestimmten, liegt dieselbe zwischen 21 und 23.

Diese letztere Zahl erhält, im Hinblick auf die bereits erwähnte Beziehung zwischen Dielektrizitätskonstante und Dissoziationsvermögen eines Lösungsmittels, eine besondere Bedeutung durch den Umstand, dass das flüssige Ammoniak ebenso wie das Wasser eine Reihe von Salzen löst und dass diese Lösungen den elektrischen Strom gut leiten, dass also die gelösten Stoffe stark dissoziiert sein müssen. Die Leitfähigkeit des reinen flüssigen Ammoniaks beträgt nach H. P. Cady[4]) $71 . 10^{-7}$; H. M. Goodwin und M. de Kay Thompson[5]) finden bei $-29,5^0$ $k = 1,392 . 10^{-4}$, bei $-13,0^0$ $k = 1,688 . 10^{-4}$; dagegen hat Frenzel[6]) neuerdings mit sorgfältig gereinigtem Ammoniak noch kleinere Werte erhalten als Cady, nämlich $1,33 . 10^{-7}$ bei $-79,3^0$ und $1,47 . 10^{-7}$ bei $-74,6^0$. Auch diese Werte sind übrigens noch viermal so gross als derjenige der Leitfähigkeit des reinen Wassers nach Kohlrausch. Ein geringer Wassergehalt steigert nach Frenzel die Leitfähigkeit des flüssigen Ammoniaks nur wenig. Der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit beträgt im Mittel 1,9 Proz.; Verunreinigungen bewirken, ähnlich wie beim Wasser, dass der Temperaturkoeffizient in dem Masse sinkt, wie die Leitfähigkeit steigt. Nach Frenzel beruht die

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **29**, 242, 1899.
2) Proc. Roy. Soc. **60**, 358, 1896.

1) Communications of the Phys. Laboratory of Leiden, No. 51.
2) Wied. Ann. **56**, 546, 1895.
3) Physical Review **8**, 38, 1899.
4) Journ. Phys. Chemistry **1**, 707, 1897.
5) loc. cit.
6) Zeitschr. f. Elektrochem. **6**, 477, 485 und 493, 1900.

Leitfähigkeit des flüssigen Ammoniaks darauf, dass dasselbe sich als schwache dreibasische Säure verhält und teilweise in N und H dissoziiert ist.

E. C. Franklin und C. A. Kraus[1]) haben die Löslichkeit von etwa 500 Stoffen in flüssigem Ammoniak untersucht. Ob eine Substanz wenig oder gar nicht löslich war, wurde durch Bestimmen der Leitfähigkeit des Ammoniaks, nachdem dasselbe mit der betreffenden Substanz in Berührung gestanden hatte, entschieden. Was die Leitfähigkeit selbst anbelangt, so fanden sich die Salze im Ammoniak meist weniger dissoziiert als im Wasser. Die Grenze der molekularen Leitfähigkeit der binären Salze im Ammoniak bei — 38° liegt bei ca. 290 bis 340 Kohlrausch-Einheiten; das einzige untersuchte ternäre Salz, Strontiumnitrat, hat hohe molekulare Leitfähigkeit und erreicht, wie im Wasser, das Maximum langsamer als die binären Salze. Franklin und Kraus[1]) haben auch die molekulare Siedepunktserhöhung des flüssigen Ammoniaks gemessen und finden dieselbe aus einer Reihe von Bestimmungen = ca. 3,4. Ein ferneres Eingehen auf den chemischen Teil der zitierten Arbeiten würde uns zu weit führen; es mag genügen, auf die einschlägigen Untersuchungen hingewiesen zu haben, deren Ausdehnung auch auf andere verflüssigte Gase von zusammengesetztem Charakter gewiss für den Physiker nicht minder wie für den Chemiker interessante Ergebnisse liefern wird.

1) Amer. Chem. Journ. **20**, 820, 1898.

1) Ibid. 836.

(Eingegangen 16. August 1900.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 72. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU AACHEN.

E. Lecher (Prag), Über unipolare Induktion und den Pohlschen Versuch.

Der Vortragende, gewohnt alle elektromagnetischen Erscheinungen nur mit Hilfe des Kraftlinienbegriffes zu erklären, wendet sich gegen das Biot-Savartsche Elementargesetz und zwar hauptsächlich gegen jene moderne Fassung desselben, wonach ein Pol um einen linearen Leiter längs dessen Kraftlinien rotieren müsse. Es sei hier eine pädagogisch zwar sehr bequeme, aber unrichtige Vermengung von älteren und neueren Vorstellungen eingetreten.

Diese in fast allen Lehrbüchern, besonders bei Schilderung des bekannten Pohlschen Versuches beliebte Darstellung vernachlässigt ganz die Wirkung der vom Pole weit entfernten seitlichen Stromzuleitungen und nennt nur ausschliesslich die Wirkung des centralen, den Polen sehr nahen Leiters. Nach Faraday ist des letzteren Einfluss gleich Null, was man am deutlichsten erkennt, wenn man sich beim Pohlschen Versuche mehrere Magnete rings um diesen centralen Leiter denkt und so einen Übergang zur unipolaren Induktion gewinnt. Dann gehen durch die Mitte dieses Magnetsystemes gar keine Kraftlinien und es muss auch nach Faraday die Bewegungsursache ganz in den seitlichen Zuleitungsdrähten gesucht werden. Macht man z. B. den mit den Magneten fest verbundenen horizontalen Zuleitungsdraht sehr lang, so hört jede ponderomotorische oder Induktionswirkung ganz auf.

Die vom Vortragenden beanstandete Auffassung rührt schon von Biot selbst her und führt leicht zu Widersprüchen. Ein solcher Widerspruch tritt auf zwischen der Erklärung eines Fleischmannschen Versuches durch W. König[1]) und Versuchen des Vortragenden,[2]) wenn man das Biotsche Elementargesetz nur auf den centralen Leiter anwendet und nicht den Einfluss des ganzen Stromkreises in Rechnung zieht.

Wenn also die übliche Erklärung des alten Pohlschen Versuches mittels Rotation eines Poles längs den Kraftlinien des centralen Mittelleiters unhaltbar ist, so schwindet leider auch die Schönheit dieses Versuches, da eine richtige Begründung der Rotation verhältnismässig viel weiter ausholen muss, als dies bisher zu geschehen pflegte.

1) Wied. Ann. **1897**, 519. — Ann. d. Phys. **2**, 854, 1900.
2) Wied. Ann. **69**, 781, 1899.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 1. Oktober 1900.)

E. Englisch (Stuttgart), Normale Entwickelung solarisierter Schichten.

Der Vortragende ist bei Untersuchungen über die Natur solarisierter Schichten zu der mit Luthers Anschauung übereinstimmenden Annahme gekommen, dass die Solarisation wenigstens teilweise bedingt sei durch eine Gerbung der Gelatineschicht durch freigewordenes Brom. Je weiter die Solarisation fortschreitet, desto mehr wird die Gelatine gegerbt, wenigstens gilt dies für den Bereich der Belichtung, welcher

gleiche Schwärzung der Schicht bei der Entwickelung liefert, wenn diese lange genug fortgesetzt wird (sog. erster neutraler Zustand Janssens). Die veränderte Quellbarkeit der Gelatine benützt der Vortragende, um innerhalb des neutralen Zustandes solarisierte Schichten normal zu entwickeln; bei kurzer Entwickelung erscheinen die am kürzesten belichteten Stellen dunkel, die am längsten belichteten hell; mit zunehmender Entwickelungsdauer nähern sich dann alle Schwärzungen dem Maximum der möglichen Dichte des Silberniederschlages. Werden nun derart belichtete Platten in Natriumthiosulfatlösung 1 : 10 ein bis fünf Minuten gebadet, so wird an den wenigst belichteten, also wenigst gegerbten Stellen das Bromsilber mehr herausgelöst, als an den stärker belichteten und demnach stärker gegerbten Stellen. Werden nun die Platten gut abgespült und mit normalem Metolsodaentwickler hervorgerufen, so wird die Dichte des Niederschlages der noch vorhandenen Bromsilbermenge entsprechen und ein mit steigender Belichtung steigende Dichtigkeit aufweisendes Bild entstehen, entgegengesetzt dem bei direkter Entwickelung entstehenden. Dieses Bild ist also wie ein normales; die ganze Platte ist natürlich weniger dicht, als die direkt entwickelte, aber die Reihenfolge der Schwärzungen ist umgekehrt.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 9. Oktober 1900.)

E. Englisch (Stuttgart), Über Versuche von Precht und Englisch über Bildervergrösserung durch Entwickelung.

Eine Lochplatte lag auf der Bromsilbergelatineschicht eben auf, welche durch verschiedene Lichtquellen belichtet und verschiedene Zeiten (1 bis 32 Minuten) mit Eisenoxalat entwickelt wurde. Die Löcher und deren Bilder wurden mikroskopisch gemessen. Bei Belichtung mit der von Englisch beschriebenen, mit Amylacetat brennenden Benzinlampe (nähere Mitteilungen über diese Lampe sollen folgen) von etwa 0,4 Hefner Lichtstärke aus 2 m Entfernung wurde keine Bildvergrösserung mit zunehmender Entwickelungsdauer mehr gefunden, obwohl die Platten manchmal stark schleierten. Die unter anderen Umständen beobachteten Bildervergrösserungen müssen auf Veränderungen des Bromsilbers geschoben werden, welche von in der Schicht zerstreutem Licht herrühren, wobei sich ergiebt, dass die Entwickelung schwacher Lichteindrücke mit Eisenoxalat längere Zeit braucht, als bisher angenommen war. In der That war auch bei intensiveren Lichtquellen die Bildpunktvergrösserung durch Entwickelungsdauer klein, wenn der energische Metolentwickler angewandt wurde, und der Bildpunkt hatte seine volle Grösse nach 4 Minuten langer Entwickelung erreicht. Damit ist die von Precht in Übereinstimmung mit Eder ausgesprochene Annahme bestätigt, dass nur im Licht veränderte Bromsilberkörner durch die Entwickelung zu Silber reduziert werden.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 9. Oktober 1900.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **Th. Des Coudres.**

Guarinis automatischer Wiederholer für drahtlose Telegraphie.

Die drahtlose Telegraphie ist jetzt ohne Zweifel bereits in dem Stadium praktischer Brauchbarkeit. Auf Entfernungen bis zu 150 km sind auf offener See noch überraschend gute Resultate erzielt worden. Wenn auch noch durch Verbesserungen und Modifikationen der Marconischen Anordnung diese Entfernung überschritten werden dürfte, so giebt es doch zweifellos für die direkte Übertragung eine Grenze. Es liegt daher nahe, ähnlich wie bei den gewöhnlichen Telegraphenlinien, auch für die drahtlose Telegraphie Relais oder automatische Wiederholer anzuwenden, um die ankommenden Zeichen verstärkt zur nächsten Station weiterzugeben.

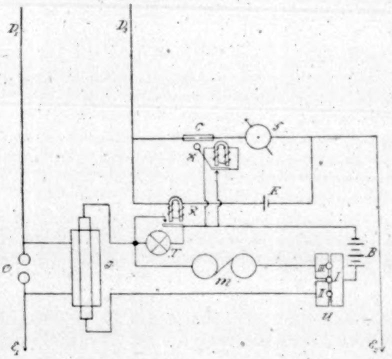
Der **Guarinische automatische Wiederholer**, auf dessen Konstruktion nach Angaben des Erfinders im „L'Électricien"[1]) im folgenden etwas näher eingegangen werden soll, dient hauptsächlich für bewegliche Stationen, beispielsweise zur Verständigung dreier Schiffe, von denen eines Zwischenstation bildet.

Der Apparat funktioniert zuerst als Empfänger und dann automatisch als Geber, stellt also eine Kombination von Gebe- und Empfangsstation dar. Das Prinzip des verhältnismässig einfachen Apparates lässt sich auch auf alle anderen Systeme leitungsloser Telegraphie übertragen.

Umstehende Figur stellt schematisch die Schaltungsweise des automatischen Wiederholers für die Marconitelegraphie dar. Der Geber besteht aus dem Funkeninduktor $\mathcal{J}$ mit Manipulator T und dem Oscillator O, der einerseits mit dem Strahldraht D_1, andererseits mit der

1) L'Électricien, 17. März 1900.

Erdleitung E_1 in Verbindung steht. In einem eisernen Gehäuse befinden sich die Teile des Empfangsapparates, bestehend aus dem Kohärer C, Relais R, Element E und Klopfer K. Der Morseapparat M und der dreifache Umschalter U, sowie die elektrische Energiequelle B befinden sich ausserhalb des Gehäuses.



Der Empfangsapparat ist mit einem besonderen Luftdraht D_2 ausgerüstet, da sonst, falls der Kohärer mit D_1 in Verbindung stände, beim Funktionieren des Oscillators O die Empfindlichkeit des Kohärers verändert werden würde. Der zweite Luftdraht lässt sich aber durch Anwendung eines parallel zum primären Stromkreis des Induktors geschalteten Unterbrechers, der die Verbindung des Strahldrahtes mit dem Kohärer beim Arbeiten des Oscillators aufhebt, leicht umgehen.

Der Apparat kann als Sender, Empfänger oder als Relais dienen.

Im ersten Fall wird der Umschalter so gestöpselt, dass I mit II in Verbindung steht. Durch Bethätigung des Manipulators T erfolgt jetzt die Zeichengabe. Die Anordnung ist, wie aus der Figur ersichtlich, eine derartige, dass nach beendeter Zeichengabe der Kohärer, der während derselben fortwährend ausgelöst wurde, durch Anschlag des Klopfers automatisch seinen hohen Widerstand wieder annimmt, so dass er auf eine ankommende elektrische Welle reagieren kann. In diesem Fall wird beim Umschalter U Platte I mit III verbunden und der Apparat funktioniert wie ein Marconiempfänger.

Soll endlich der Apparat als Wiederholer dienen, so steht Platte I mit II in Kommunikation, wie bei der Gebestellung. Die eintreffende Welle wirkt auf den Kohärer, das Relais R wird bethätigt und schliesst den primären Stromkreis des zur Speisung des Oscillators dienenden Induktors.

Zu derselben Zeit, in welcher ein kräftiger Wellenimpuls den Strahldraht durchfliesst, wird der Klopfer bethätigt, der den Kohärer für eine neue Welle empfänglich macht. Je nach der Dauer des Impulses giebt der Apparat Punkte oder Striche des Morsealphabetes weiter, die von der Empfangsstation registriert werden. Durch Verwendung des mittleren Stöpsels, der I mit II und III verbindet, kann man die vom Apparate aufgegebenen oder weitergegebenen Telegramme durch den Farbschreiber M aufzeichnen lassen.

Bei Anwendung mehrerer solcher Guarinischen Wiederholer auf einer längeren Linie machen sich beträchtliche Schwierigkeiten geltend, insofern nämlich, als die Wellen einer Zwischenstation nicht nur auf die folgende, sondern auch wieder rückwärts auf die vorhergehende Station einwirken. Durch Anwendung von Scheidewänden, resp. Reflektoren, die den elektrischen Strahlen nur nach einer Richtung sich auszubreiten gestatten, will Guarini diesen Übelstand beseitigt haben, ja er hält es sogar für möglich, auf diese Weise Übertragungen gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen auszuführen. Wenn auch eine telegraphische Verbindung zwischen London und New-York durch zahlreiche, auf verankerten Bojen befindliche Guarinische Apparate noch ein Zukunftstraum des Erfinders ist, so kann man doch nicht leugnen, dass die Anwendung des Wiederholers in manchen Fällen von praktischem Wert sein und in die Entwickelung der drahtlosen Telegraphie ein fortschrittliches Moment bringen wird.

E. Ruhmer.

(Eingegangen 2. Oktober 1900.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Boehm, Karl, Zur Integration partieller Differentialsysteme. Leipzig, B. G. Teubner. 1900. 55 S. M. 1.80.

Kohlrausch, Friedrich, Die Energie oder Arbeit und die Anwendungen des elektrischen Stromes. Leipzig, Duncker & Humblot. 1900. VI u. 77 S. Gebunden M. 2.40.

Liebenow, C., Die atmosphärische Elektrizität, ihre Verteilung und wahrscheinlichen Ursachen. Halle, Wilhelm Knapp. 1900. VIII u. 40 S. M. 2.—.

Suter, Heinrich, Die Mathematiker und Astronomen der Araber und ihre Werke. (A. u. a. S.: Abhandlungen zur Geschichte der mathematischen Wissenschaften mit Einschluss ihrer Anwendungen. 10. Heft). Leipzig, B. G. Teubner. 1900. IX u. 278 S. M. 14.—.

Personalien.

Dem Assistenten an der Universitäts-Sternwarte in Kiel Dr. Ristenpart ist eine wissenschaftliche Beamtenstelle bei der königlichen Akademie der Wissenschaften in Berlin übertragen worden.

Der Dozent für Geodäsie Georg Hillmer wurde zum Professor an der Landwirtschaftlichen Akademie zu Bonn-Poppelsdorf ernannt.

Der an Stelle des verstorbenen Professors Soret zum Ordinarius für Physik an der Universität Genf ernannte Professor Curie-Paris hat, bevor er noch sein Lehramt angetreten, seine Entlassung erwirkt, um eine Professur an der Universität Paris zu übernehmen.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.